



TITLE:

2次元電子系における $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導ゆらぎと擬スピン・ギャップ(基研研究会「強結合超伝導-Pseudogapを中心として」, 研究会報告)

AUTHOR(S):

小野田, 繁樹; 今田, 正俊

CITATION:

小野田, 繁樹 ...[et al]. 2次元電子系における $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導ゆらぎと擬スピン・ギャップ(基研研究会「強結合超伝導-Pseudogapを中心として」, 研究会報告). 物性研究 1999, 72(4): 500-502

ISSUE DATE:

1999-07-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96654>

RIGHT:

2次元電子系における $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導ゆらぎと擬スピン・ギャップ

東京大学物性研究所 小野田繁樹¹, 今田正俊

高温超伝導体のアンダードープ領域での擬ギャップについて議論する。反強磁性 (AFM) ゆらぎと d 波超伝導 (dSC) ゆらぎを、モード間カップリングを自己無撞着に扱って、スピン、 dSC の相関長 ξ_σ , ξ_d と $1/(T_1 T)$ を求める。その結果、AFM ゆらぎの減衰 γ_σ が ξ_d の増大とともに減少する場合、 dSC 短距離秩序の発達、同時に増大する AFM ゆらぎの低周波数成分を抑制する。その結果 $1/T_{2G}$ が超伝導転移温度 T_c まで増大する一方、 $1/T_1 T$ がより高温で減少に転じる AFM スピンの擬ギャップを再現した。 γ_σ が ξ_d に依存しない場合、擬ギャップは消滅し、過剰ドープ領域での実験結果を再現する。

アンダードープ領域の高温超伝導体 (HTSC) では、超伝導転移温度 T_c より高い T_{PG} から 1 電子、スピン、電荷など様々な励起に擬ギャップが出現する。この擬ギャップは NMR、中性子散乱、角度分解光電子分光 (ARPES)、STS、比熱、光学伝導度、電気抵抗等で検証されてきている。¹⁾ ARPES の結果は、第 1 に温度の低下とともにまず T_{PG} で擬ギャップが $(\pi, 0)$ 、 $(0, \pi)$ から発達し、 $(\pi/2, \pi/2)$ 方向へ広がり、 T_c 以下の $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導 (dSC) ギャップに連続につながることで、第 2 に $(\pi, 0)$ 、 $(0, \pi)$ 近傍の 1 粒子エネルギー分散がかなり平坦で、減衰も強いことを示唆する (以下この点を "flat spots" と呼ぶ)。^{2,3)} 第 1 点は擬ギャップと dSC ゆらぎの強い関連を、第 2 点は flat spots のフェルミオンの擬ギャップ形成への重要な寄与を意味する。一方、 $1/T_{2G}$ が T_c まで増大するのに対し、 $1/T_1 T$ が T_c より高温にピークをつくるという NMR の結果は、⁴⁾ 中性子散乱で、 T_c ないし T_{PG} 以下で有限周波数に共鳴ピークが発達することと矛盾なく理解できる。これらの実験結果から、HTSC のアンダードープ領域の議論には、 dSC ゆらぎと AFM ゆらぎの対等な扱いが求められる。

スピン、 d 波対に対して引力をもつ 2 次元電子系を考え、スピン、 d 波対に対応したオーダーパラメーター ϕ_σ と ϕ_d 、 $\bar{\phi}_d$ を導入して、フェルミオンをトレース・アウトし、これらの補助場について 4 次まで展開して、有効作用 $S = S^{(0)} + S^{(2)} + S^{(4)}$ 、

$$S^{(2)} = \beta \sum_n \int d^2 q \left[\chi_\sigma^{-1}(q) \phi_\sigma(q) \cdot \phi_\sigma(q) + \chi_d^{-1}(q) \bar{\phi}_d(q) \phi_d(q) \right] \quad (1)$$

$$S^{(4)} = \beta \sum_{n_1, n_2, n_3} \int d^2 q_1 \int d^2 q_2 \int d^2 q_3 \left[u_{\sigma\sigma} \phi_\sigma(q_1) \cdot \phi_\sigma(q_2) \phi_\sigma(q_3) \cdot \phi_\sigma(q_4) \right. \\ \left. + u_{dd} \bar{\phi}_d(q_1) \phi_d(q_2) \bar{\phi}_d(q_3) \phi_d(q_4) + 2u_{\sigma d} \phi_\sigma(q_1) \cdot \phi_\sigma(q_2) \bar{\phi}_d(-q_3) \phi_d(q_4) \right] \quad (2)$$

を得る。これから AFM と dSC の両方のゆらぎによる全ての鞍点を評価する。ただし、 $q_4 = -q_1 - q_2 - q_3$ で、 $q = (i\omega_n, \mathbf{q})$ 、 $\omega_n = 2\pi nT$ である。

$$\chi_\sigma(i\omega_n, \mathbf{q}) = \left(\xi_\sigma^{(0)-2} + (\mathbf{q} - \mathbf{Q})^2 + \gamma_\sigma |\omega_n| / c_\sigma^2 + (\omega_n / c_\sigma)^2 \right)^{-1} \quad (3)$$

$$\chi_d(i\omega_n, \mathbf{q}) = \left(\xi_d^{(0)-2} + \mathbf{q}^2 + \gamma_d |\omega_n| / c_d^2 + (\omega_n / c_d)^2 \right)^{-1} \quad (4)$$

はスピン、 dSC の磁化率、 $u_{\sigma\sigma}$ 、 u_{dd} 、 $u_{\sigma d}$ はそれぞれスピン波間、 dSC モード間、スピン波- dSC モード間のカップリングである。 $\xi_\sigma^{(0)-2} \approx 1 - \frac{|\Gamma_\sigma|}{t} \log \frac{E_c}{\max\{\mu, t, T\}} \log \frac{E_c}{\max\{\mu, T\}}$ は RPA でのスピン相関長、 $\xi_d^{(0)-2} \approx 1 - \frac{|\Gamma_d|}{\sqrt{t^2 - 4t'^2}} \log \frac{E_c}{T} \log \frac{E_c}{\max\{\mu, T\}}$ は T -マトリックス近似での dSC 相関長で (E_c はエネルギー・カットオフ)、 γ_σ と c_σ はスピン波の減衰と速度、 γ_d と c_d は dSC のモードの減衰と速度

¹E-mail: onoda@ginnan.issp.u-tokyo.ac.jp

である。また、 $Q = (\pi, \pi)$ とする。モード間カップリングのうち、 $u_{\sigma\sigma}, u_{dd}$ は常に正である。 $u_{\sigma d}$ も、HTSC のようなフェルミ面に対しては正で、低エネルギーで2つのゆらぎの競合をもたらす。

以下、 $\gamma_\sigma, c_\sigma, \gamma_d, c_d, u_{\sigma\sigma}, u_{\sigma d}, u_{dd}$ を現象論的パラメーターとし、実験結果を再現しうるかどうかに考える。減衰に関しては、2つの場合に大別できる。flat spots のフェルミオンの寄与が支配的な場合、減衰は短距離秩序の発達につれて減少し、相関長 ξ_σ や ξ_d ほどの距離をボゾンが伝播するのに要する時間に反比例すると考えられる。一方、flat spots から離れたフェルミオンの寄与が重大な場合、減衰は一定と考えられる。これは $\gamma_{\sigma,d} = 2\gamma_{\sigma,d}^{(0)}/(\xi_\sigma^\varphi + \xi_d^\varphi)$ により、 $\varphi = 1$ が前者、 $\varphi = 0$ が後者に対応する。速度は一般に転移点近傍で有限なので、 c_σ, c_d は一定としてよい。

上の有効作用で、AFM ゆらぎはオンサイト斥力から得られるが、 d SC ゆらぎの生成機構は十分に理解されているとは言えない。ここで、 $(\pi, 0), (0, \pi)$ フェルミオンに対する1ループの繰り込み群から、ウムクラップ散乱による多体効果として d SC ゆらぎが成長するという結果は1つの可能性を与える。⁵⁾

次に、次式によりモード間カップリングを相関長に自己無撞着に繰り込んで、AFM と d SC の競合効果を考慮する。

$$\xi_\sigma^{-2} = \xi_\sigma^{(0)-2} + \int_0^{2E_c} \frac{d\omega}{\pi} \int_0^1 \frac{dk}{2\pi} k \coth \frac{\omega}{2T} [u_{\sigma\sigma} \text{Im}\chi_\sigma(\omega, \mathbf{k}) + u_{\sigma d} \text{Im}\chi_d(\omega, \mathbf{k})] \quad (5)$$

$$\xi_d^{-2} = \xi_d^{(0)-2} + \int_0^{2E_c} \frac{d\omega}{\pi} \int_0^1 \frac{dk}{2\pi} k \coth \frac{\omega}{2T} [u_{\sigma d} \text{Im}\chi_\sigma(\omega, \mathbf{k}) + u_{dd} \text{Im}\chi_d(\omega, \mathbf{k})]. \quad (6)$$

この自己無撞着な繰り込み (SCR) では、2次元性のため有限温度での相転移がなく、AFM に対して Mermin-Wagner の定理を満たすが、K-T 転移を再現しない。これは、SCR ではゲージ場の扱いに問題があることを意味する。しかし、 d SC 相関長が強く増大し始める温度 T_* はスティフネスと同程度であり、K-T 理論から転移温度 T_{KT} と同程度となる。⁶⁾ 以下、 T_* を T_{KT} と見倣す。

YBa₂Cu₃O_{7-x} を念頭に、ARPES の結果から最近接ホッピング $t = 250\text{meV}$ 、^{7,8)} NMR の結果から $c_\sigma = 0.5t$ 、 $\gamma_\sigma^{(0)} = t$ ととり、⁹⁾ $|t'|, \mu \sim T_c, E_c = t$ とする。また、 $\Gamma_\sigma = \Gamma_d$ とし、RPA での転移温度が系が臨界領域に入る温度となるようにこの値を決めた。 ξ_σ が減少に転じる温度で見積もった T_* が T_c を与え、 $\xi_\sigma(T_*)$ が実験を再現するようモード間カップリングを定めた。擬ギャップをもつ系では、その温度も合わせた。YBa₂Cu₃O₇ に対応した $\varphi = 0$ の場合、YBa₂Cu₃O_{6.63} に対応した $\varphi = 1$ の場合をそれぞれ図 1、2 に示す。両者に共通した定性的なふるまいは、高温から

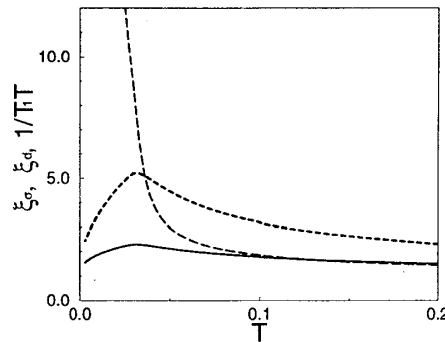


図 1: $\varphi = 1$ の場合のスピン相関長 (実線)、 $T = 1$ の値で規格化された $1/T_1T$ (破線)、 d SC 相関長 (長破線)。YBa₂Cu₃O₇ に対応するように $|\Gamma_\sigma| = |\Gamma_d| = 0.15$ 、 $u_{\sigma\sigma} = 2.6$ 、 $u_{\sigma d} = 1.2$ 、 $u_{dd} = 1.8$ 、 $\mu = 0.03$ 、 $t' = -0.03$ とした。

AFM と d SC の相関長 ξ_σ と ξ_d はともに増大するが、 ξ_d が $T = 0$ に向けて発散し、 d SC の基底状態をもつことである。 ξ_d の増大傾向が強くなると ξ_σ が減少に転じ、この温度 T_* 付近での K-T 転移を

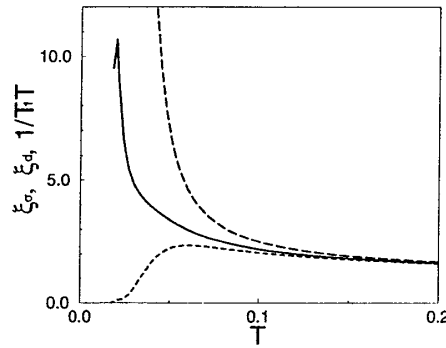


図 2: $\varphi = 1$ の場合のスピン相関長 (実線)、 $T = 1$ の値で規格化した $1/T_1 T$ (破線)、 dSC 相関長 (長破線)。 $YBa_2Cu_3O_{6.63}$ に対応するように $|\Gamma_\sigma| = |\Gamma_d| = 0.7$ 、 $u_{\sigma\sigma} = 3.14$ 、 $u_{dd} = 3.05$ 、 $u_{\sigma d} = 1.0$ 、 $\mu = 0.02$ 、 $t' = -0.02$ とした。

示唆する。しかし、 $1/T_1 T$ のふるまいは 2 つの場合で大きく異なる。 $\varphi = 0$ の場合では、スピン波の減衰が ξ_d に依存しないために $1/T_1 T \propto \xi_\sigma^2$ となり、 $1/T_1 T$ も ξ_σ と同様に $T = T_*$ まで増大する。一方、 $\varphi = 1$ の場合、 ξ_d が ξ_σ よりも速く増大し始めると、これがスピン波の減衰を抑制し、 $S(\omega, Q)$ のピークが有限周波数に移る。このために $1/T_1 T$ は T_* より高温の T_{PG} で減少に転じる。つまり、AFM スピン励起の擬ギャップが生じる。多くのアンダードープ領域の HTSC はこの $\varphi = 1$ に分類される。最適ドープ、オーバードープ領域の HTSC はスピンに擬ギャップのない $\varphi = 0$ の場合に分類される。さらに、スピンに擬ギャップのないアンダードープ領域の $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ¹⁰⁾ も $\varphi = 0$ に属すると考えると、ARPES のデータ¹¹⁾ ともつじつまが合う。つまり、アンダードープ領域の $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ では、ブリルアン・ゾーンの対角線方向にも明確なフェルミ面が残らず、この部分のフェルミオンが AFM ゆらぎに大きな寄与を与えると考えられるのである。

以上要約すると、スピン、 d 波対に対する引力をもち、相互作用のないときのフェルミ面が $(\pi, 0)$ に近い 2 次元電子系の有効作用を、スピンと dSC のオーダーパラメーターで記述し、SCR により AFM、 dSC の相関長と $1/T_1 T$ を求めた。ボゾンのモードの減衰に対して、 $(\pi, 0)$ 、 $(0, \pi)$ の寄与が支配的なとき、減衰が短距離秩序の発達とともに減少することを考慮して、AFM スピン励起の擬ギャップを得た。一方、 $(\pi, 0)$ 、 $(0, \pi)$ から離れたフェルミオンの寄与が大きいとき、減衰は一定と考えられ、擬ギャップは生じない。1 粒子スペクトルとそれが上の減衰 $\gamma_{\sigma,d}$ に及ぼす効果との微視的議論、位相のゆらぎや長距離クーロン力の考慮、 T_c 以下でのスピン相関長の増大を示唆する中性子散乱の結果の説明などが今後の課題として残されている。

参考文献

- 1) M. Imada, A. Fujimori and Y. Tokura, Rev. Mod. Phys. **70** (1998), 1039, Sec IV.C.
- 2) Z. -X. Shen and D. S. Dessau, Physics Reports **253** (1995), 1 ; A. G. Loesser *et al.*, Science **273** (1996) 325.
- 3) H. Ding *et al.*, Nature **382** (1996), 51 ; D. S. Marshall *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 4841.
- 4) H. Yasuoka, T. Imai and T. Shimizu, "Strong Correlation and Superconductivity" ed. by H. Fukuyama, S. Maekawa and A. P. Malozemoff (Springer Verlag, Berlin, 1989), p.254.
- 5) H. J. Schulz, Europhys. Lett. **4** (1987), 609 ; N. Furukawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 3195.
- 6) J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6** (1973), 1181.
- 7) S. Massidda, J. Yu and A. J. Freeman, Phys. Lett. A **122** (1987), 198.
- 8) Q. Si, Y. Zha, K. Levin and J. P. Lu, Phys. Rev. B **47** (1993), 9055.
- 9) P. Monthoux and D. Pines, Phys. Rev. B **50** (1994), 16015.
- 10) T. Imai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **59** (1990), 3846.
- 11) A. Ino *et al.*, cond-mat/9809311 ; Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 2101 ; *ibid.* **80** (1998), 2124.